С 8472/2 04756

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р3-82-11

Х.Малэцки, А.Б.Попов, К.Тщецяк

# АНАЛИЗ СРЕДНИХ РАДИАЦИОННЫХ ШИРИН НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

1982

© Объединенный институт ядерных исследований Дубна, 1982

В последние годы появились новые данные о полных радиационных ширинах нейтронных резонансов различных изотопов [1-13]. Наличие дополнительного экспериментального материала стимулировало получение новой оценки средних радиационных ширин по всей доступной совокупности данных и выполнение аналогичного проведенному ранее в [14,15] анализа зависимости $\Gamma_\gamma$ от основных параметров ядра.

Оценки средних радиационных ширин и их ошибок выполнены для ядер в интервале атомных весов от $A=50$ до $A=250$. Использованы параметры нейтронных резонансов из [1], полученные до середины 1973 г., и более поздние данные, опубликованные до 1981 г. Для каждого ядра усреднение проводилось по всем s-резонансам, для которых были известны $\Gamma_\gamma$. В большинстве случаев в качестве $\bar{\Gamma}_\gamma$ вычислялись средневзвешенные значения

$$\bar{\Gamma}_\gamma = \sum_{i=1}^{n} w_i \Gamma_{\gamma i}, \qquad /1/$$

где $n$ - число резонансов для данного изотопа, а веса

$$w_i = \frac{(\Delta\Gamma_{\gamma i})^{-2}}{\sum_{i=1}^{n} (\Delta\Gamma_{\gamma i})^{-2}}. \qquad /2/$$

Здесь $\Delta\Gamma_{\gamma i}$ - экспериментальные ошибки радиационных ширин. Ошибки $\Delta\bar{\Gamma}_\gamma$ оценивались в границах с доверительной вероятностью $P=0{,}95$ следующим образом:

$$\Delta\bar{\Gamma}_\gamma = \begin{cases} t_\alpha(n) S & \text{для } S > \sigma, \\ 2\sigma & \text{для } \sigma > S, \end{cases} \qquad /3/$$

где

$$S = \left( \frac{\sum_{i=1}^{n} w_i \Gamma_{\gamma i}^2 - \left(\sum_{i=1}^{n} w_i \Gamma_{\gamma i}\right)^2}{n-1} \right)^{1/2}, \qquad /4/$$

$$\sigma = \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^{n} (\Delta\Gamma_{\gamma i})^{-2}}}, \qquad /5/$$

$t_\alpha(n)$ - коэффициент Стьюдента для $\alpha = 1-P$. Если оказывалось, что $\chi^2$-критерий не выполнялся /т.е. $(n-1)S^2/\sigma^2$ было больше $\chi^2_\alpha(n-1)$/, то вычислялось среднеарифметическое значение

$$\bar{\Gamma}_\gamma = \sum_{i=1}^{n} \Gamma_{\gamma i} / n, \qquad /6/$$

а ошибка бралась в виде

$$\Delta\bar{\Gamma}_\gamma = t_\alpha(n)\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n}(\Gamma_{\gamma i} - \bar{\Gamma}_\gamma)^2}{n(n-1)}}. \qquad /7/$$

Оценки $\bar{\Gamma}_\gamma$ представлены на рис.1 и включены в табл.1.

В этой таблице для первых 132 ядер $\bar{\Gamma}_\gamma$ получены усреднением трех и более значений $\Gamma_\gamma$ для разных резонансов каждого ядра. Для ядер с №133 по №144 оценки $\bar{\Gamma}_\gamma$ вычислены только по двум резонансам, а в конце таблицы помещены ядра, для которых значения $\Gamma_\gamma$ известны только для одного резонанса.

В настоящее время теория, будучи не в состоянии описывать правильно свойства высоковозбужденных состояний ядер, способна на основании ряда моделей предсказывать характеристики уровней, усредненные по многим состояниям, и их глобальную зависимость от числа нуклонов в ядре или энергии возбуждения. Теоретические оценки полных радиационных ширин проводились не раз, начиная с Блатта и Вайскопфа[16] в предположении различных представлений для матричных элементов электромагнитных

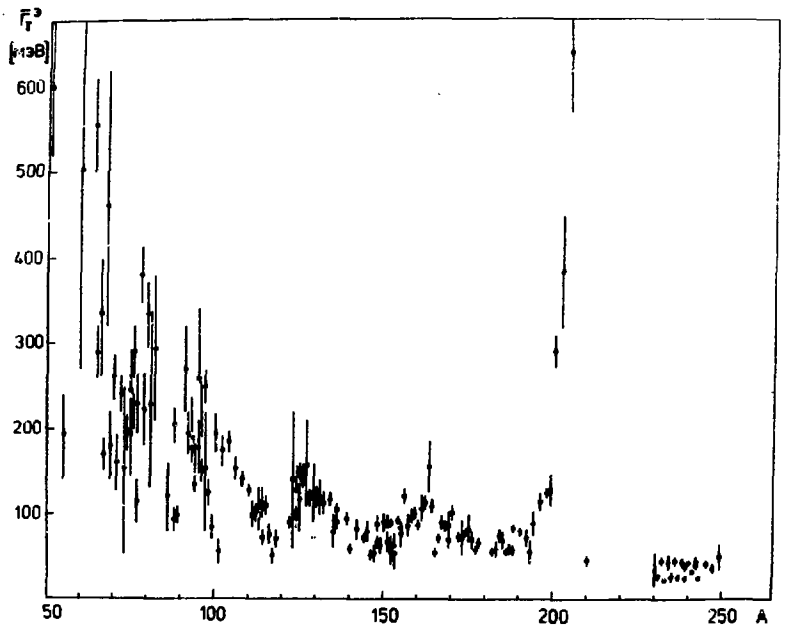


Рис.1. Экспериментальные значения средних радиационных ширин $\bar{\Gamma}_\gamma$ в зависимости от атомного веса A.

переходов. В[16] с использованием одночастичной оценки для матричного элемента и в предположении, что основной вклад в $\Gamma_\gamma$ вносят E1 -переходы, было получено следующее выражение для полной радиационной ширины:

$$\Gamma_\gamma \simeq 0{,}2 A^{2/3} \frac{1}{D_0} \int_0^U E_\gamma^3 \frac{D(U)}{D(U-E_\gamma)} dE_\gamma , \qquad /8/$$

где U- энергия возбуждения, D(U) - расстояние между уровнями при энергии возбуждения U , $D_0$ - расстояние между уровнями вблизи основного состояния. /Здесь $\Gamma_\gamma$ - в эВ, $E_\gamma$ , $D_0$ , D(U) - в МэВ/. Если воспользоваться общепринятой в статистической модели формулой для плотности уровней

$$\rho(U) = \frac{1}{D(U)} \simeq \frac{1}{aU^2} \exp(2\sqrt{aU}) \qquad /9/$$

и оценкой $D_0 \sim A^{-1/3}$, то из /8/ можно получить

$$\Gamma_\gamma = CA\left(\frac{U}{a}\right)^2 . \qquad /10/$$

Следуя Акселю[17], можно связать вероятность радиационного перехода с характеристиками дипольного гигантского резонанса /ДГР/. В этом случае можно получить[14] такую зависимость полной радиационной ширины от параметров A,U,a:

$$\Gamma_\gamma = CA^{7/3} U^{2,2} a^{-2,8} , \qquad /11/$$

или

$$\Gamma_\gamma = CA^{7/3} (U/a)^{5/2} , \qquad /12/$$

как это показано в работе[18] в предположении, что ширина ДГР постоянна в широком диапазоне атомных весов.

В работе Зарецкого-Сироткина[19] была предпринята попытка использовать оболочечный подход к описанию ДГР, что приводит к следующему выражению для $\Gamma_\gamma$:

$$\Gamma_\gamma = CA^{7/3} (U/a)^{7/2} . \qquad /13/$$

Более детальное количественное рассмотрение низкоэнергетической части сечения фотопоглощения в рамках оболочечного подхода и на этой основе анализ полных радиационных ширин проведены в недавней работе Бондаренко-Урина[18]. Из полученной в этой работе связи ширины ДГР с мнимой частью оптического потенциала и параметрами A , U и a следует, что

$$\Gamma_\gamma = C_1 A^{5/3} \left(\frac{U}{a}\right)^{5/2} + C_2 A^{7/3} \left(\frac{U}{a}\right)^{7/2} . \qquad /14/$$

Как видно из формул /10/-/14/, разные теоретические подходы приводят к существенно различающимся зависимостям $\Gamma_\gamma$ от параметров $A$, $U$, $a$. Ниже приводятся результаты сравнения рассчитанных по формулам /10/-/14/ значений $\Gamma_\gamma^P$ с полученными экспериментальными оценками средних радиационных ширин.

Экспериментальные данные по $\bar{\Gamma}_\gamma$, $\Delta\bar{\Gamma}_\gamma$ и использованные при анализе параметры представлены в табл.1, где приведены заряд $Z$ и массовое число $A$ компаунд-ядра, энергия связи нейтрона $B_n$, параметр $\Delta$, учитывающий спаривание нуклонов в ядре при вычислении эффективной энергии возбуждения $U=B_n-\Delta$, параметр плотности уровней $a$. Параметры $a$ и $\Delta$ взяты из работы [20], в которой они вычислены в рамках модели ферми-газа с введением фиктивного основного состояния, и описывают плотность уровней при низкой энергии возбуждения и при энергии связи нейтрона. Для некоторых ядер, не рассматривавшихся в [20], $a$ и $\Delta$ вычислены указанным в этой работе методом.

Для сравнения экспериментальных данных с теоретическими предсказаниями использовалась программа, которая с помощью стандартной процедуры FUMILI [21] минимизировала функционал

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{m} \left(\frac{\Gamma_{\gamma i}^P - \bar{\Gamma}_{\gamma i}^Э}{\Delta\bar{\Gamma}_{\gamma i}^Э}\right)^2 .$$

В сумму были включены данные для $m=131$ ядра из верхней части табл.1 до 144 номера. Часть ядер из этой группы была исключена из анализа из-за большого вклада их в $\chi^2$. Исключенные ядра в основном расположены вблизи замкнутых оболочек и отмечены в таблице знаком *.

На основании формул /10/-/13/ радиационную ширину можно представить в виде

$$\Gamma_\gamma^P = CA^\alpha U^\beta a^\gamma . \qquad /15/$$

Программа позволяла проводить расчеты для любой комбинации фиксированных и свободных параметров $C$, $\alpha$, $\beta$, $\gamma$. Для варианта Бондаренко-Урина подгонка проводилась для суммы из двух членов /14/ с указанными в этой формуле наборами значений $\alpha$, $\beta$, $\gamma$ и для свободных положительных коэффициентов $C_1$ и $C_2$.

Результаты анализа представлены в левой части табл.2. Для каждого варианта помимо величины $\chi^2/m$ в отдельном столбце приведено среднее относительное отклонение расчетных от экспериментальных значений

$$\delta = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^{m} \frac{|\Gamma_{\gamma i} - \bar{\Gamma}_{\gamma i}^Э|}{\bar{\Gamma}_{\gamma i}^Э} .$$

В нашем случае эта величина является более реальной мерой соответствия расчетных значений экспериментальным, т.к. параметр

$\chi^2$ в значительной мере чувствителен не только к отклонениям $\Gamma_\gamma^p$ от $\bar{\Gamma}_\gamma^э$, но и к оцененным ошибкам $\Delta\bar{\Gamma}_\gamma$. Для каждого варианта проводились повторные вычисления $\chi^2/m$ и $\delta$ с включением в анализ данных для ядер с №145 по №172 из табл.1 с фиксированными значениями коэффициентов C /и $\alpha$, $\beta$, $\gamma$ в случае свободных параметров/, полученными в расчетах для m=131. Эти результаты, соответствующие m=158, также представлены в табл.2 и показывают, что включение в анализ ядер, для которых известны $\Gamma_\gamma$ только для одного резонанса, не оказывает существенного влияния на значения $\chi^2/m$ и $\delta$.

Как показывает табл.2, из теоретических оценок $\Gamma_\gamma$ наименьшие значения $\chi^2/m$ и $\delta$ дает формула Вайскопфа /10/ /вариант 1/. Более низкие значения $\chi^2/m$ и $\delta$ получены лишь для варианта 6, когда все параметры были свободны. Для вариантов 1 и 6 расчетные значения $\Gamma_\gamma^p$ отличаются от $\bar{\Gamma}_\gamma^э$ в среднем не более чем на 28%. Для варианта 5 /Бондаренко-Урин/ согласие расчетных значений $\Gamma_\gamma^p$ с экспериментальными несколько хуже: $\delta=0{,}32$. Заметим, что при подгонке в варианте 5 был "выключен" член с большими степенями /т.е. в расчетах $C_2$ получилось равным 0/. Наибольшее расхождение $\Gamma_\gamma^p$ и $\bar{\Gamma}_\gamma^э$ имеет место для вариантов 2 и 3 /Аксель/, $\delta=0{,}44$, причем в этих вариантах расчетные ширины систематически меньше экспериментальных в области $A<140$.

Принимая во внимание, что статистическая модель предсказывает приблизительную линейную зависимость параметра плотности уровней a от атомного веса, мы использовали еще один способ сравнения теоретических оценок $\Gamma_\gamma$ с экспериментальными радиационными ширинами, полагая в вариантах 1÷5 a пропорциональным A. В случае свободных параметров мы исключили вообще зависимость $\Gamma_\gamma^p$ от a. Результаты этих расчетов приведены в правой части табл.2, а также на рис.2, где показаны отношения $\bar{\Gamma}_\gamma^э/\Gamma_\gamma^p$ в зависимости от A. При принятой гипотезе $a \sim A$ соответствие расчетных значений $\Gamma_\gamma^p$ экспериментальным становится для вариантов 1÷5 по $\chi^2/m$ в 2÷3 раза лучше, чем при учете индивидуальных значений a, величины $\delta$ при этом уменьшаются на 10÷60%. Интересно отметить, что если из левых и правых формул табл.2 оценить с учетом найденных значений коэффициентов C коэффициент пропорциональности $k\,(a=kA)$, то для вариантов 1÷5 получим одно и то же значение $k=0{,}110$, которое близко к оценке $k=0{,}125$, полученной, например, Малышевым[22]. Таким образом, результаты, приведенные в правой части табл.2, показывают, что отказ от индивидуальных значений параметра плотности уровней a в теоретических оценках $\Gamma_\gamma$ приводит к лучшему соответствию $\Gamma_\gamma^p$ экспериментальным значениям $\bar{\Gamma}_\gamma^э$. Это обстоятельство указывает на нечувствительность полных радиационных ширин к структуре a(A), т.е. к структуре в зависимости плотности уровней от атомного веса.

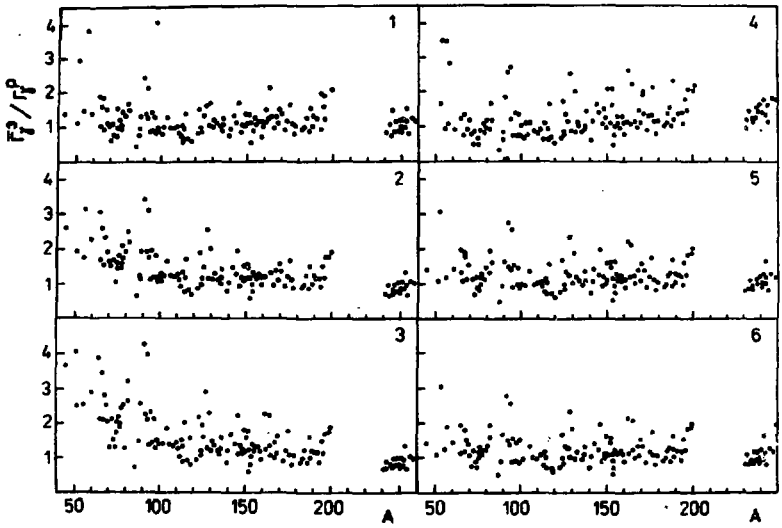


Рис.2. Отношения $\Gamma_\gamma^э/\Gamma_\gamma^p$ для случая $a=kA$ в зависимости от атомного веса A. Цифры 1÷6 соответствуют номерам вариантов из правой части табл.2 при вычислениях $\Gamma_\gamma^p$.

Следует обратить внимание на то, что формула для $\Gamma_\gamma^p$, полученная для свободных параметров без учета зависимости $\Gamma_\gamma$ от a, фактически совпадает с формулой Бондаренко-Урина для случая $a=kA$:

$$\Gamma_\gamma^p = 32{,}1\,U^{2{,}56}/A^{0{,}823} \quad \text{- свободные параметры,}$$
$$\Gamma_\gamma^p = 37{,}8\,U^{2{,}5}/A^{0{,}833} \quad \text{- формула Бондаренко-Урина.}$$

Результаты, представленные в табл.2 и на рис.2, показывают, что ни одному из вариантов теоретических оценок $\Gamma_\gamma$ нельзя отдать явного предпочтения по соответствию $\Gamma_\gamma^p$ экспериментальным значениям, особенно в случае принятия гипотезы $a=kA$, когда $\delta$ меняется всего в пределах от 0,23 до 0,33. Кроме того, из рис.2 видно, что ни один из теоретических подходов не способен детально описать экспериментальные радиационные ширины: во всех вариантах имеет место значительный нерегулярный разброс около единицы отношений $\Gamma_\gamma^э/\Gamma_\gamma^p$ для соседних ядер. Поэтому сведение оценки $\Gamma_\gamma$ к простой зависимости от таких параметров ядра, как A, U, a, следует понимать только как грубое приближение. Можно надеяться, что дальнейшее развитие

полумикроскопического подхода [18,19] и последовательное использование более тонких характеристик компаунд-ядра позволит достигнуть лучшего соответствия теоретических оценок $\Gamma_\gamma$ экспериментальным данным. Интересным и важным для всех вариантов теоретических оценок $\Gamma_\gamma$ остается вопрос о правильной абсолютной нормировке $\Gamma_\gamma^p$, который требует особого рассмотрения.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность М.Г.Урину и В.И.Бондаренко за замечания и неоднократные полезные обсуждения. Мы признательны также Л.Б.Пикельнеру и В.И.Фурману за интерес к работе и ее поддержку.

Таблица 1

| № п/п | Z | A | $B_n$ | Δ | a | $\bar{\Gamma}_\gamma$ | Литература |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| I | 20 | 44 | II,I4 | 0,79 | 5,48 | 778 ± I33 | /2/ |
| 2* | 22 | 48 | II,63 | 0,66 | 5,85 | 2020 ± II5 | /I/ |
| 3 | 23 | 52 | 7,3I | -2,38 | 5,59 | I240 ± 250 | /I,4/ |
| 4* | 24 | 5I | 9,26 | -0,45 | 5,58 | I760 ± 6I4 | /I/ |
| 5* | 24 | 53 | 7,94 | 0,I4 | 6,06 | 2090 ± I360 | /I/ |
| 6* | 24 | 54 | 9,72 | 0,55 | 6,0I | 2350 ± 620 | /I/ |
| 7* | 26 | 58 | I0,04 | 0,82 | 6,79 | 2I50 ± 925 | /I/ |
| 8 | 27 | 60 | 7,49 | -2,I6 | 6,86 | 503 ± 200 | /I/ |
| 9* | 28 | 59 | 9,00 | -0,76 | 5,77 | 3I30 ± 2I4 | /I/ |
| I0* | 28 | 6I | 7,82 | -0,56 | 6,69 | I730 ± 320 | /I/ |
| II* | 28 | 62 | I0,60 | I,07 | 7,27 | 2I08 ± I94 | /I/ |
| I2. | 29 | 64 | 7,92 | -I,07 | 8,40 | 556 ± 56 | /I/ |
| I3 | 29 | 66 | 7,07 | -0,63 | 8,92 | 334 ± 6I | /I/ |
| I4 | 3I | 70 | 7,66 | -0,94 | 9,46 | 26I ± 26 | /I/ |
| I5 | 3I | 72 | 6,52 | -I,7I | 9,69 | 24I ± 20 | /I/ |
| I6 | 32 | 7I | 7,42 | -I,II | 9,39 | I60 ± 33 | /I/ |
| I7 | 32 | 73 | 6,78 | -I,II | 9,86 | I54 ± 90 | /I/ |
| I8 | 32 | 74 | I0,20 | 0,94 | I0,26 | I96 ± I8 | /I/ |

Таблица 1 /продолжение/

| №№ п/п | Z | A | $B_n$ | Δ | a | $\bar{\Gamma}_\gamma$ | Литература |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| I9 | 33 | 76 | 7,33 | -I,45 | I0,8I | 290 ± 30 | /I/ |
| 20 | 34 | 75 | 8,02 | -I,03 | I0,37 | 246 ± 48 | /I/ |
| 2I | 34 | 77 | 7,42 | -I,02 | I0,35 | 230 ± 37 | /I/ |
| 22 | 34 | 78 | I0,50 | I,I5 | I0,66 | 38I ± 33 | /I/ |
| 23 | 34 | 79 | 6,98 | -0,5I | I0,95 | 223 ± 43 | /I/ |
| 24 | 35 | 80 | 7,88 | -I,32 | I0,93 | 334 ± 38 | /I/ |
| 25 | 35 | 82 | 7,60 | -0,64 | II,79 | 294 ± 82 | /I/ |
| 26 | 37 | 86 | 8,65 | -I,I0 | 8,6I | I2I ± 40 | /I/ |
| 27 | 40 | 9I | 7,20 | 0,57 | I0,26 | 270 ± 50 | /I/ |
| 28 | 40 | 92 | 8,64 | I,I6 | I0,87 | I94 ± 27 | /I/ |
| 29 | 40 | 93 | 6,76 | 0,8I | I2,3I | I90 ± 48 | /I/ |
| 30 | 4I | 94 | 7,23 | -0,76 | II,98 | I35 ± II | /I/ |
| 3I | 42 | 93 | 8,07 | 0,66 | I0,36 | I77 ± I6 | /I/ |
| 32 | 42 | 95 | 7,38 | 0,22 | II,27 | I77 ± 33 | /I/ |
| 33 | 42 | 96 | 9,I5 | 0,83 | II,34 | I5I ± I3 | /I/ |
| 34 | 42 | 97 | 6,82 | -0,I5 | I2,04 | I52 ± 7I | /I/ |
| 35 | 42 | 98 | 8,64 | 0,67 | I2,06 | I26 ± I4 | /I/ |
| 36 | 42 | 99 | 5,92 | -0,50 | I3,43 | 86 ± I5 | /I/ |
| 37 | 42 | I0I | 5,39 | -0,2I | I5,03 | 56 ± I5 | /I/ |
| 38 | 44 | I00 | 9,67 | 0,50 | II,77 | I95 ± 22 | /I,I0/ |
| 39 | 44 | I02 | 9,22 | 0,48 | I3,0I | I74 ± I8 | /I,I0/ |
| 40 | 45 | I04 | 7,00 | -I,02 | I4,67 | I85 ± I2 | /I/ |
| 4I | 46 | I06 | 9,56 | I,2I | I4,44 | I52 ± I2 | /I,II/ |
| 42 | 47 | I08 | 7,27 | -0,90 | I4,80 | I40 ± 8 | /I/ |
| 43 | 47 | II0 | 6,8I | -0,92 | I5,79 | I29 ± 5 | /I/ |
| 44 | 48 | III | 6,98 | -0,42 | I3,70 | I00 ± I6 | /I/ |

Таблица 1 /продолжение/

| № п/п | Z | A | $B_n$ | Δ | a | $\bar{\Gamma}_\gamma$ | Литература |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 45 | 48 | II2 | 9,40 | I,3I | I4,82 | I03 ± I0 | /I/ |
| 46 | 48 | II3 | 6,54 | -0,38 | I4,8I | I02 ± I8 | /I/ |
| 47 | 48 | II4 | 9,04 | I,46 | I5,74 | II3 ± 20 | /I/ |
| 48 | 48 | II5 | 6,I5 | -0,20 | I6,3I | III ± 20 | /I/ |
| 49 | 49 | II4 | 7,3I | -0,26 | I5,23 | 74 ± 7 | /I/ |
| 50 | 49 | II6 | 6,78 | -0,78 | I5,33 | 77 ± II | /I/ |
| 5I | 50 | II8 | 9,33 | I,45 | I4,59 | 72 ± II | /I/ |
| 52 | 5I | I22 | 6,8I | -I,2I | I4,90 | 9I ± 5 | /I/ |
| 53 | 5I | I24 | 6,47 | -I,39 | I4,04 | 97 ± II | /I/ |
| 54 | [illegible] | I23 | 6,93 | 0,06 | I5,80 | I4I ± 80 | /I/ |
| 55 | 52 | I24 | 9,42 | I,I2 | I4,85 | I29 ± 27 | /I/ |
| 56 | 52 | I25 | 6,59 | -0,5I | I5,33 | II9 ± 40 | /I/ |
| 57 | 52 | I26 | 9,II | I,27 | I5,I0 | I45 ± I3 | /I/ |
| 58 | 52 | I27 | 6,30 | -0,08 | I6,I8 | I58 ± 5I | /I/ |
| 59 | 52 | I29 | 6,09 | -0,35 | I5,79 | I26 ± 3I. | /I/ |
| 60 | 53 | I28 | 6,82 | -I,20 | I4,95 | I20 ± 9 | /I3/ |
| 6I | 54 | I30 | 9,26 | I,02 | I4,74 | I2I ± I2 | /I/ |
| 62 | 54 | I32 | 8,94 | I,32 | I4,9I | II4 ± I3 | /I/ |
| 63 | 55 | I34 | 6,89 | -I,32 | I4,0I | II8 ± 7 | /I,I3/ |
| 64 | 56 | I36 | 9,II | I,45 | I4,83 | I07 ± 4 | /I/ |
| 65 | 59 | I42 | 5,84 | -0,4I | I5,58 | 83 ± I2 | /I/ |
| 66 | 60 | I44 | 7,82 | I,48 | I6,58 | 73 ± 4 | /I/ |
| 67 | 60 | I46 | 7,57 | I,29 | I7,76 | 52 ± 5 | /I/ |
| 68 | 60 | I49 | 5,07 | -0,4I | I8,70 | 64 ± 8 | /I/ |
| 69 | 60 | I5I | 5,3I | -0,36 | I9,39 | 69 ± II | /I/ |

| № п/п | Z | A | $B_n$ | Δ | a | $\bar{\Gamma}_\gamma$ | Литература |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 70 | 61 | 148 | 5,89 | -0,60 | 17,30 | 68 ± 7 | /1/ |
| 71 | 62 | 148 | 8,14 | 0,64 | 16,80 | 89 ± 10 | /1,12/ |
| 72 | 62 | 150 | 7,99 | 0,61 | 18,98 | 91 ± 11 | /1,12/ |
| 73 | 62 | 152 | 8,27 | 0,0 | 18,33 | 57 ± 16 | /1/ |
| 74 | 62 | 153 | 5,86 | -0,97 | 18,35 | 63 ± 11 | /1/ |
| 75 | 62 | 155 | 5,81 | -0,96 | 17,08 | 78 ± 18 | /1/ |
| 76 | 63 | 152 | 6,30 | -1,02 | 21,16 | 91 ± 3 | /1/ |
| 77 | 63 | 154 | 6,44 | -0,65 | 21,04 | 94 ± 3 | /1/ |
| 78 | 64 | 153 | 6,49 | -0,74 | 19,64 | 55 ± 18 | /1/ |
| 79 | 64 | 155 | 6,45 | -0,78 | 19,86 | 85 ± 5 | /1/ |
| 80 | 64 | 156 | 8,53 | 0,15 | 18,14 | 112 ± 6 | /1/ |
| 81 | 64 | 157 | 6,37 | -0,67 | 17,93 | 87 ± 12 | /1/ |
| 82 | 64 | 158 | 7,93 | 0,28 | 17,83 | 98 ± 7 | /1/ |
| 83 | 64 | 159 | 7,93 | -0,63 | 18,03 | 101 ± 5 | /1/ |
| 84 | 64 | 161 | 5,63 | -0,48 | 17,99 | 107 ± 14 | /1/ |
| 85 | 65 | 160 | 6,38 | -0,98 | 18,99 | 88 ± 4 | /1/ |
| 86 | 66 | 162 | 8,20 | 0,15 | 17,75 | 114 ± 5 | /1,12/ |
| 87 | 66 | 164 | 7,66 | -0,14 | 16,52 | 111 ± 7 | /1,12/ |
| 88 | 67 | 166 | 6,24 | -1,02 | 18,07 | 72 ± 3 | /1/ |
| 89 | 68 | 167 | 6,44 | -0,49 | 18,71 | 90 ± 8 | /1/ |
| 90 | 68 | 168 | 7,77 | 0,17 | 17,80 | 87 ± 4 | /1/ |
| 91 | 68 | 169 | 6,00 | -0,42 | 18,42 | 86 ± 13 | /1/ |
| 92 | 69 | 170 | 6,59 | -0,83 | 19,26 | 103 ± 7 | /1/ |
| 93 | 70 | 172 | 8,08 | 0,27 | 18,81 | 75 ± 4 | /1/ |
| 94 | 70 | 173 | 6,37 | -0,51 | 18,19 | 73 ± 21 | /1/ |
| 95 | 70 | 174 | 7,47 | 0,47 | 18,43 | 79 ± 2 | /1/ |

Таблица I /продолжение/

| № п/п | Z | A | $B_n$ | Δ | a | $\bar{\Gamma}_\gamma$ | Литература |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 96 | 7I | I76 | 6,29 | -0,75 | I9,66 | 7I ± I0 | /I,9/ |
| 97 | 72 | I78 | 7,26 | 0,29 | I9,40 | 66 ± 5 | /I,8/ |
| 98 | 73 | I82 | 6,06 | -0,87 | I9,42 | 56 ± 3 | /I/ |
| 99 | 74 | I83 | 6,I9 | -0,67 | I8,35 | 58 ± I0 | /I/ |
| I00 | 74 | I84 | 7,4I | 0,42 | I9,70 | 76 ± 6 | /I/ |
| I0I | 74 | I85 | 5,75 | -0,86 | I8,46 | 69 ± I0 | /I/ |
| I02 | 74 | I87 | 5,47 | -0,I5 | 20,46 | 59 ± 5 | /I/ |
| I03 | 75 | I86 | 6,I8 | -0,8I | 20,I9 | 55 ± 2 | /I,7/ |
| I04 | 75 | I88 | 5,87 | -0,90 | 20,52 | 58 ± 4 | /I,7/ |
| I05 | 76 | I88 | 7,99 | 0,73 | I9,66 | 84 ± 3 | /I0,I3/ |
| I06 | 76 | I90 | 7,79 | 0,59 | I9,95 | 80 ± 2 | /I0,I3/ |
| I07 | 77 | I92 | 6,20 | -0,80 | 2I,25 | 73 ± I0 | /I/ |
| I08 | 78 | I93 | 6,29 | -0,70 | I8,I0 | 55 ± I5 | /I/ |
| I09 | 78 | I96 | 7,92 | 0,75 | I9,55 | II6 ± 9 | /I/ |
| II0 | 79 | I98 | 6,5I | -0,84 | I7,76 | I25 ± 5 | /I/ |
| III | 80 | I99 | 6,65 | -0,66 | I7,43 | I29 ± I8 | /I/ |
| II2* | 80 | 200 | 8,03 | 0,55 | I6,32 | 290 ± I8 | /I/ |
| II3* | 80 | 202 | 7,76 | 0,83 | I6,I3 | 384 ± 66 | /I/ |
| II4* | 8I | 206 | 6,50 | -0,77 | II,52 | 767 ± I00 | /I/ |
| II5* | 82 | 205 | 6,73 | -0,02 | I5,55 | 920 ± 447 | /I/ |
| II6 | 90 | 230 | 6,79 | 0,25 | 25,38 | 34 ± 20 | /I/ |
| II7 | 90 | 23I | 5,I3 | -0,6I | 26,43 | 26 ± 3 | /I/ |
| II8 | 90 | 233 | 4,79 | -0,58 | 26,27 | 2I ± I | /I/ |
| II9 | 9I | 232 | 5,58 | -0,80 | I5,I0 | 44 ± 4 | /I/ |
| I20 | 92 | 234 | 6,84 | 0,II | 24,74 | 43 ± I0 | /I/ |
| I2I | 92 | 236 | 6,55 | 0,36 | 26,34 | 43 ± 2 | /I/ |

| № п/п | Z | A | $B_n$ | Δ | a | $\bar{\Gamma}_\gamma$ | Литература |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| I22 | 92 | 237 | 5,I2 | -0,23 | 26,56 | 24 ± I | /I/ |
| I23 | 92 | 239 | 4,80 | -0,58 | 27,33 | 23 ± I | /I/ |
| I24 | 93 | 238 | 5,48 | -0,67 | 26,62 | 43 ± 3 | /I/ |
| I25 | 94 | 239 | 5,66 | -0,53 | 24,22 | 37 ± 3 | /I/) |
| I26 | 94 | 240 | 6,53 | 0,58 | 26,79 | 4I ± 2 | /I/ |
| I27 | 94 | 24I | 5,24 | -0,67 | 25,04 | 3I ± I | /I/ |
| I28 | 94 | 242 | 6,3I | I,09 | 26,0 | 39 ± 3 | /I/ |
| I29 | 94 | 243 | 5,02 | -0,70 | 26,04 | 23 ± I | /I/ |
| I30 | 95 | 242 | 5,53 | -0,60 | 26,40 | 4I ± 6 | /I/ |
| I3I | 96 | 245 | 5,52 | -0,37 | 25,02 | 40 ± 2 | /I/ |
| I32 | 96 | 249 | 4,7I | -0,60 | 25,29 | 48 ± I4 | /I/ |
| I33 | 26 | 57 | 7,65 | -0,48 | 6,22 | I045 ± 405 | /I/ |
| I34 | 30 | 68 | I0,20 | 0,75 | 7,97 | 460 ± I40 | /I/ |
| I35 | 32 | 75 | 6,49 | -I,22 | 9,I4 | I95 ± 50 | /I/ |
| I36 | 34 | 8I | 6,70 | -0,2I | II,45 | 230 ± 97 | /I/ |
| I37* | 40 | 95 | 6,48 | 0,48 | I2,39 | 280 ± 80 | /I/ |
| I38 | 60 | I47 | 5,30 | -0,45 | I8,I2 | 55 ± 8 | /I/ |
| I39 | 62 | I5I | 5,59 | -0,96 | I8,23 | 89 ± I0 | /I/ |
| I40 | 70 | I75 | 5,82 | -0,36 | I8,22 | 63 ± I4 | /I/ |
| I4I | 7I | I77 | 7,07 | -0,4I | I8,74 | 59 ± 2 | /I/ |
| I42 | 77 | I94 | 6,07 | -0,83 | I9,6I | 90 ± I4 | /I/ |
| I43 | 78 | I95 | 6,I2 | -0,72 | I8,50 | 69 ± I7 | /I/ |
| I44 | 96 | 247 | 5,I6 | -0,55 | 23,69 | 35 ± 5 | /I/ |
| I45 | 23 | 5I | II,05 | 0,2I | 6,39 | 600 ± 80 | /I/ |
| I46 | 24 | 55 | 6,26 | -0,56 | 6,28 | I90 ± 50 | /I/ |
| I47 | 25 | 56 | 7,27 | -2,46 | 6,45 | 732 ± II3 | /3/ |

Таблица 1 /продолжение/

| № п/п | Z | A | $B_n$ | Δ | a | $\bar{\Gamma}_\gamma$ | Литература |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 148 | 26 | 55 | 9,30 | -0,40 | 5,70 | 2500±500 | /1/ |
| 149 | 28 | 63 | 6,84 | 0,44 | 7,94 | 760±120 | /1/ |
| 150 | 28 | 65 | 6,84 | 0,30 | 8,14 | 760±150 | /1/ |
| 151 | 30 | 65 | 7,98 | -0,84 | 8,04 | 294±30 | /1/ |
| 152 | 30 | 67 | 7,05 | -0,09 | 8,85 | 170±20 | /1/ |
| 153 | 30 | 69 | 6,48 | -0,29 | 8,43 | 180±30 | /1/ |
| 154 | 32 | 77 | 6,02 | -0,32 | 10,50 | 115±25 | /1/ |
| 155 | 37 | 88 | 6,08 | -0,70 | 8,70 | 95±13 | /1/ |
| 156 | 38 | 88 | 11,11 | 1,97 | 9,25 | 205±20 | /1/ |
| 157 | 38 | 89 | 6,36 | 0,92 | 8,95 | 100±10 | /1/ |
| 158 | 40 | 97 | 5,57 | 0,52 | 12,30 | 250±20 | /1/ |
| 159 | 50 | 113 | 7,74 | 0,69 | 15,97 | 110±21 | /1/ |
| 160 | 50 | 117 | 6,94 | 0,39 | 15,30 | 52±8 | /1/ |
| 161 | 54 | 136 | 7,99 | 1,42 | 15,01 | 91±10 | /1/ |
| 162 | 56 | 131 | 7,49 | -0,10 | 15,70 | 120±20 | /1/ |
| 163 | 56 | 135 | 6,98 | -0,22 | 15,51 | 80±20 | /1/ |
| 164 | 57 | 139 | 8,78 | 0,08 | 13,15 | 95±6 | /1,5/ |
| 165 | 57 | 140 | 5,16 | -1,07 | 13,91 | 60±4 | /1/ |
| 166 | 60 | 145 | 5,76 | 0,31 | 17,19 | 80±12 | /1/ |
| 167 | 66 | 163 | 6,27 | -0,88 | 17,22 | 155±30 | /1/ |
| 168 | 66 | 165 | 5,72 | -0,77 | 17,04 | 55±3 | /1/ |
| 169 | 70 | 169 | 6,84 | 0,88 | 17,20 | 70±10 | /1/ |
| 170 | 81 | 204 | 6,66 | -0,37 | 12,69 | 640±70 | /1/ |
| 171 | 83 | 210 | 4,60 | -1,23 | 11,43 | 45±5 | /1,6/ |
| 172 | 92 | 235 | 5,31 | -0,36 | 25,82 | 25±6 | /1/ |

Таблица 2

| №№ п/п | Номер формулы | Вид формулы | m | $\chi^2/m$ | δ | Вид формулы | m | $\chi^2/m$ | δ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| I | (I0) | $\Gamma_\gamma=2,86A\left(\frac{U}{a}\right)^2$ | I3I<br>I58 | I5,9<br>I6,5 | 0,28<br>0,30 | $\Gamma_\gamma=235\frac{U^2}{A}$ | I3I<br>I58 | 9,04<br>9,48 | 0,23<br>0,25 |
| 2 | (II) | $\Gamma_\gamma=0,0I92A^{7/3}\frac{U^{2,2}}{a^{2,8}}$ | I3I<br>I58 | 35,2<br>33,0 | 0,44<br>0,45 | $\Gamma_\gamma=I0,3\frac{U^{2,2}}{A^{0,47}}$ | I3I<br>I58 | I2,6<br>II,9 | 0,28<br>0,30 |
| 3 | (I2) | $\Gamma_\gamma=0,0044A^{7/3}\left(\frac{U}{a}\right)^{5/2}$ | I3I<br>I58 | 34,6<br>32,7 | 0,44<br>0,46 | $\Gamma_\gamma=I,I9\frac{U^{5/2}}{A^{1/6}}$ | I3I<br>I58 | I5,3<br>I5,8 | 0,32<br>0,35 |
| 4 | (I3) | $\Gamma_\gamma=0,0I22A^{7/3}\left(\frac{U}{a}\right)^{7/2}$ | I3I<br>I58 | 32,9<br>36,2 | 0,37<br>0,39 | $\Gamma_\gamma=27,2\frac{U^{7/2}}{A^{2/6}}$ | I3I<br>I58 | I7,8<br>I8,5 | 0,33<br>0,35 |
| 5 | (I4) | $\Gamma_\gamma=0,I53A^{5/3}\left(\frac{U}{a}\right)^{5/2}+0$ | I3I<br>I58 | 2I,4<br>28,3 | 0,32<br>0,36 | $\Gamma_\gamma=37,8\frac{U^{5/2}}{A^{2/6}}+0$ | I3I<br>I58 | 8,60<br>9,4I | 0,26<br>0,28 |
| 6 | (I5) свободные | $\Gamma_\gamma=38,7\frac{U^{2,43}}{A^{0,632}\,a^{0,311}}$ | I3I<br>I58 | 8,50<br>9,4I | 0,23<br>0,25 | $\Gamma_\gamma=32,I\frac{U^{2,56}}{A^{0,823}}$ | I3I<br>I58 | 8,60<br>9,44 | 0,24<br>0,26 |

ЛИТЕРАТУРА


1. Mughabghab S.F., Garber D.I. Neutron Cross Sections. BNL-325, 3rd ed., 1973, vol.1.
2. Macklin R.L. Nucl.Phys., 1977, A279, p.317.
3. Garg J.B., Macklin R.L., Halperin J. Phys.Rev., 1978, C18, p.2079.
4. Winter R.R., Macklin R.L., Halperin J. Phys.Rev., 1978, C18, p.2092.
5. Hocken G. et al. Phys.Rev., 1976, C13, p.1884.
6. Singh U.N. et al. Phys.Rev., 1976, C13, p.124.
7. Namenson A.I., Stolovy A. Nucl.Phys., 1976, A266, p.83.
8. Rohr G., Weigmann H. Nucl.Phys., 1976, A264, p.93.
9. Namenson A.I., Stolovy A., Smith G.L. Nucl.Phys., 1975, A237, p.45.
10. Попов А.Б., Тшецяк К., Хван Чер Гу. ЯФ, 1979, 29, с.561.
11. Попов А.Б., Тшецяк К., Хван Чер Гу. ОИЯИ, Р3-11013, Дубна, 1977.
12. Попов А.Б., Тшецяк К., Хван Чер Гу. ЯФ, 1980, 32, с.603.
13. Попов А.Б., Тшецяк К. ОИЯИ, Р3-81-19, Дубна, 1981; ОИЯИ, Р3-81-721, Дубна, 1981.
14. Малэцки Х. и др. ЯФ, 1971, 13, с.240.
15. Гаруска У., Малэцки К., Тшецяк К. Acta Physica Polonica, 1977, vol.B8, No.3, p.219.
16. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. ИЛ, 1954.
17. Axel P. Phys.Rev., 1962, 126, p.671.
18. Бондаренко В.И., Урин М.Г. ЯФ, 1982, 35, с.675.
19. Зарецкий Д.Ф., Сироткин В.К. ЯФ, 1978, 27, с.5347.
20. Dilg W., Schantl W., Vonach H. Nucl.Phys.,1973,A217,p.269.
21. Федорова Р.Н. и др. ОИЯИ, Б1-11-5190, Дубна, 1970, с.88.
22. Малышев А.В. ЖЭТФ, 1963, т.45, вып.2, с.316.



Рукопись поступила в издательский отдел
11 января 1982 года.

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

**Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.**

| | | |
|---|---|---|
| Д1,2-9224 | IV Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1975. | 3 р. 60 к. |
| Д-9920 | Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра. Дубна, 1976. | 3 р. 50 к. |
| Д9-10500 | Труды II Симпозиума по коллективным методам ускорения. Дубна, 1976. | 2 р. 50 к. |
| Д2-10533 | Труды X Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Баку, 1976. | 3 р. 50 к. |
| Д13-11182 | Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977. | 5 р. 00 к. |
| Д17-11490 | Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977. | 6 р. 00 к. |
| Д6-11574 | Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978. | 2 р. 50 к. |
| Д3-11787 | Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978. | 3 р. 00 к. |
| Д13-11807 | Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978. | 6 р. 00 к. |
| | Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/ | 7 р. 40 к. |
| Д1,2-12036 | Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978 | 5 р. 00 к. |
| Р18-12147 | Труды III Совещания по использованию ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1978. | 2 р. 20 к. |
| Д1,2-12450 | Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978. | 3 р. 00 к. |
| Р2-12462 | Труды V Международного совещания по нелокальным теориям поля. Алушта, 1979. | 2 р. 25 к. |
| Д-12831 | Труды Международного симпозиума по фундаментальным проблемам теоретической и математической физики. Дубна, 1979. | 4 р. 00 к. |
| Д4-80-271 | Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979. | 3 р. 00 к. |
| Д4-80-385 | Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980. | 5 р. 00 к. |
| | Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1980 /2 тома/ | 8 р. 00 к. |
| Д11-80-13 | Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1979 | 3 р. 50 к. |
| Д2-81-158 | Труды XIV Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий, Дубна, 1980 | 3 р. 50 к. |

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Малэцки Х., Попов А.Б., Тшецяк К. Р3-82-11

Анализ средних радиационных ширин нейтронных резонансов

С использованием доступных данных о параметрах нейтронных резонансов вычислены средние значения радиационных ширин для широкого круга ядер в интервале атомных весов от 50 до 250. Проводится сравнение экспериментальных значений с разными вариантами теоретических оценок $\Gamma_\gamma$, которые сводятся к зависимости $\Gamma_\gamma$ от атомного веса A, энергии возбуждения U и параметра плотности уровней a в виде $\Gamma_\gamma = CA^\alpha U^\beta a^\gamma$. Кроме того, подбирались эмпирические значения C, $\alpha$, $\beta$, $\gamma$, наилучшим образом удовлетворяющие экспериментальным данным. Установлено, что использование гипотезы $a = kA$ приводит к существенно более хорошему соответствию всех теоретических оценок $\Gamma_\gamma$ экспериментальным значениям. При этом оказалось, что оценки $\Gamma_\gamma$ по Вайскопфу, Бондаренко-Урину или с эмпирически подобранными параметрами находятся примерно в одинаковом соответствии с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Malecki H., Popov A.B., Trzeciak K. P3-82-11

Analysis of Average Radiation Widths of Neutron Resonances

On the basis of the available data on parameters of neutron resonances average values of radiation widths are calculated for a wide range of nuclei in the 50 upto 250 atomic weight range. Experimental values are compared with different variants of theoretical estimates of $\Gamma_\gamma$ which are reduced to the $\Gamma_\gamma$ dependence upon atomic weight A, excitation energy U and level density parameter a as $\Gamma_\gamma = CA^\alpha U^\beta a^\gamma$. Besides, empirical values C, $\alpha$, $\beta$, $\gamma$ are selected satisfying to the experimental data best of all. It is determined that the use of $a = kA$ hypothesis leads to a sufficiently better agreement between all theoretical estimates of $\Gamma_\gamma$ to experimental values. It turned out that the estimated by Weisskopf, Bondarenko-Urin or with empirically chosen parameters give an approximately similar correspondence of calculated values $\Gamma_\gamma^p$ to experimental data.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.

Редактор Н.Н.Зрелова. Макет Р.Д.Фониной.
Набор В.С.Румянцевой, Н.И.Коротковой.

Подписано в печать 04.02.82.
Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 1,27.
Тираж 500. Заказ 30750.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Дубна Московской области.